34106

DIE BRECHUNG UND DISPERSION VON ARGON UND SAUERSTOFF.

INAUGURALDISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT

HALLE-WITTENBERG

ACAD. LANDWIRTH. BIBL.

VORGELEGT VON

FRITZ AHRBERG

AUS HALLE a. S.

HALLE a. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1909.

Referent: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. **E. Dorn**.

Meinen lieben Eltern.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544709_0142

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Einleitung 7

I. Versuchsanordnung 8

II. Das Untersuchungsmaterial 10

III. Ableitung der Formeln 11

IV. Die Versuche 13

V. Die Ergebnisse 13

VI. Vergleichung der Ergebnisse mit früheren Beobachtungen 27

VII. Berechnung der Brechungsexponenten von Luft nach dem Satze von Biot und Arago 28

VIII. Endresultat 29

Einleitung.

Zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Gasen wurden bisher zwei wesentlich verschiedene Methoden angewandt. Entweder misst man die durch ein mit dem betreffenden Gase gefülltes Hohlprisma hervorgerufene Ablenkung einer Marke oder man benutzt ein Interferenzprinzip, wie es die neueren Beobachter meist ihren Untersuchungen zu Grunde gelegt haben. Durch Vereinigung zweier Lichtbündel, welche durch zwei mit dem Gase unter verschiedenem Drucke gefüllte Röhren gegangen sind, werden Interferenzfransen erzeugt. Aus der Änderung des Druckes und der dadurch hervorgerufenen Verschiebung der Fransen lassen sich die Brechungsexponenten bestimmen. Dieses zweite Verfahren bietet eine grössere Genauigkeit und gestattet auch die Dispersion zu messen. Eine kurze Übersicht über die zur Zeit vorliegenden Arbeiten findet sich in der Abhandlung von Herrn Dr. Herrmann.[1])

Über die Dispersion der Luft sind vielfach Versuche angestellt worden, zuerst von Ketteler,[2]) dann von Mascart,[3]) Lorenz,[4]) Perreau,[5]) Kayser und Runge,[6]) Scheel[7]) und Herrmann. Die Resultate für die Absolut-

1) C. Herrmann, Diss. Halle, 1908 und Verh. der Deutsch. Phys. Gesellschaft, Bd. 10, S. 211—216, 1908.

2) Ketteler, Pogg. Ann. 124, S. 390—406, 1865.

3) Mascart, ann. scientifiques de l'école normale, sér. II, T. 6, 1877.

4) Lorenz, Wied. Ann. 11, S. 70—103, 1880.

5) Perreau, ann. de chim. et phys. sér. VII, 7, 1896.

6) Kayser und Runge, Wied. Ann. 50, S. 293, 1893.

7) Scheel, Verh. der Deutsch. Phys. Gesellschaft, Bd. 9, S. 24—36, 1907.

werte des Brechungsexponenten weichen ziemlich von einander ab. Die Dispersion stimmt annähernd überein.

Die Brechung von Argon wurde bisher nur für weisses Licht untersucht, und zwar wurde nur das Verhältnis seines Brechungsvermögens gegen Luft bestimmt. Lord Rayleigh[1]) fand für diesen Wert 0,961, Ramsay[2]) und Travers[3]) 0,968.

Die Dispersion von Sauerstoff untersuchte Mascart für mehrere Linien des Spektrums. Jedoch haben seine Versuche den Mangel, dass nicht reiner Sauerstoff verwendet wurde.

Auf freundliche Anregung und mit stetig liebenswürdiger Unterstützung des Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Dorn unternahm ich es, die Brechung und Dispersion dieser Gase zu untersuchen.

I. Versuchsanordnung.

a) Gang des Lichtstrahls.

Die Methode, welche ich meinen Untersuchungen zu Grunde legte, ist im wesentlichen die von Herrmann zur Bestimmung der Dispersion des Heliums angewandte. Ich will mich daher mit einer kurzen Beschreibung des Apparates begnügen und verweise auf die Arbeit von Herrn Herrmann. Von einer Lichtquelle L fällt das Licht auf einen schmalen Spalt S', der mit dem Rasiermesser in den Belag von Spiegelglas geritzt wurde. Dort wird das Licht gebeugt und durch eine Sammellinse parallel gemacht. Ein Teil des Lichtes durchwandert dann zwei von einander völlig getrennte Röhren R_1 und R_2, in welche das zu untersuchende Gas eingelassen wird, während ein anderer Teil sich durch die Luft über den Röhren fortpflanzt. Die getrennten Lichtbündel gehen

1) Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 59, S. 201—206, 1896.

2) Ramsay und Travers, Proc. Roy. Soc. 62, S. 225, 1898 und 67, S 330, 1900.

3) Travers, the study of gases, S. 291—96.

durch einen Interferenzschirm I und werden durch eine Sammellinse vereinigt. Die hier entstehenden Interferenzfransen werden durch eine Cylinderlinse beobachtet.

b) Der Apparat.

Der Gaszufluss wird durch die Kapillarhahnpaare H_1 und H_2 geregelt. Das Gas befindet sich in einer Salet'schen Pipette, so dass man auch durch Änderung des Druckes das Eintreten in den Apparat regulieren kann. Die beiden Glasröhren, in welche das Gas einströmt, sind 300,33 mm lang und wurden von Herrn Herrmann angefertigt und ausgemessen. Sie sind an den Enden durch zwei planparallele Glasplatten verschlossen. Zum Schutze gegen den Einfluss äusserer Temperaturschwankungen sind beide Röhren mit dünnem Kupferblech bekleidet. Ausserdem ist über beide Röhren eine Art Zelt aus stanniolbedeckter Pappe gesetzt. Zur Bestimmung der Temperatur dienen zwei Thermometer, welche neben diesen Röhren angebracht sind. Der Gasdruck wird mit den Manometern M_1 und M_2 gemessen. Die Manometerskalen hatte ich zusammen mit Herrn Dr. Herrmann unter Benutzung eines horizontal gelegten Kathetometers mit Mikroskop auf ein in der Normaleichungskommission verifiziertes Meter bezogen. Das ganze starre System, in welchem keine Gummiverbindungen vorkommen, steht mit einer Sprengelpumpe in Verbindung.

c) Die Lichtquellen.

Als Lichtquelle wurde vorzugsweise die Quecksilberbogenlampe in Quarz von Heraeus benutzt. Hinreichende Lichtstärke besitzen die gelbe Doppellinie, die grüne und die blaue Linie. Lichtfilter beseitigten die nicht gewünschten Strahlengattungen. Für gelbes Licht wurde Jodeosinlösung, für grünes Didymchlorür angewandt, beide in konzentrierter Lösung und gemischt mit etwas Kalibichromat, für blaues Licht eine ver-

dünntere Lösung von reinem Methylviolett. Rotes Licht wurde folgendermassen erhalten: Der mittels eines Transformators auf hohe Spannung umgeformte Wechselstrom (50 Perioden in der Sekunde, etwa 1,7 Kilowatt) ging zwischen zwei Kadmiumelektroden über, die etwa 5 mm von einander entfernt waren. Parallel dazu war ein Kondensator von 17 Leydener Flaschen geschaltet. Auf diese Weise wurde ein sehr heller Kadmiumfunke erzeugt. Von einem roten Filter der Neuen Photographischen Gesellschaft Steglitz-Berlin wurden alle Kadmiumlinien absorbiert mit Ausnahme der roten Linie Cd 1. Es traten jedoch neben den Kadmiumlinien noch Luftlinien auf, die nicht völlig absorbiert wurden und die Fransen derartig beeinflussten, dass eine so exakte Beobachtung, wie sie mit Quecksilberlicht erreicht wurde, nicht möglich war.

II. Das Untersuchungsmaterial.

Es wurden Luft, Argon und Sauerstoff untersucht.

Die Luft wurde im Institutsgarten aufgefangen. Eine Trockenflasche mit Schwefelsäure und ein Phosphorpentoxydrohr dienten dazu, das Gas zu trocknen. Durch ein Rohr mit Natronkalk wurde Kohlensäure absorbiert. Dieser Apparat wurde 5—10 Minuten lang mit Gartenluft gespült und dann mit einer Salet'schen Pipette verbunden. Die Pipette wurde mehrmals mit Luft gefüllt und wieder entleert, so dass man sicher war, ganz reine Luft zu bekommen.

Das Argon stellte mir Herr Geheimrat Dorn gütigst zur Verfügung. Vor der Verwendung wurde es mehrmals langsam über ein mit Gold- und Silberschaum gefülltes Rohr geleitet, um die Quecksilberdämpfe, welche ihm beigemischt waren, zu absorbieren. Die spektralanalytische Untersuchung liess keine Quecksilberlinien mehr erkennen, ebenso wenig andere Verunreinigungen. Da nicht sehr viel Gas vorhanden war, wurde es nach jedem Versuche in eine Bürette B gepumpt,

von wo es mittels eines Bleirohres in den Apparat und die Pipette zurückgeleitet wurde. Ein Rohr K mit Platinschwamm und Kokosnusskohle, das in ein Gemisch von Alkohol und Kohlensäureschnee tauchte, diente dazu etwaige Verunreinigungen wieder aufzunehmen. Vor jedem Versuche wurde die Kohle ausgeglüht und die Gase abgepumpt. Dann passierte das Argon noch ein Phosphorpentoxydrohr T und eine mit Silberspähnen gefüllte Röhre S, abgekühlt durch Alkohol und feste Kohlensäure, um Quecksilberdämpfe, die beim Abpumpen mitgerissen werden konnten, zurückzuhalten.

Der Sauerstoff wurde elektrolytisch dargestellt.[1]) Nach zehnstündiger lebhafter Entwicklung wurde er in einer Saletschen Pipette aufgefangen. Gummiverbindungen wurden überall vermieden. Die Untersuchung mit dem Apparat von Hempel für exakte Gasanalyse liess keine messbaren Verunreinigungen erkennen.

III. Ableitung der Formeln.

Bezeichnet man den Brechungsexponenten eines Gases mit n und seine Dichte mit d, so besteht die Beziehung

$$\frac{n-1}{d} = \text{const.}$$

Bedeutet n_0 den Brechungsexponenten bei 0^0 C und der Normaldichte d_0, so ist also

$$\frac{n_0 - 1}{d_0} = \frac{n-1}{d}$$

$$n_0 - 1 = \frac{(n-1)\,d_0}{d}.$$

Nennen wir die Temperatur des Gases t, den Ausdehnungskoeffizienten α und seinen Druck p, so können wir hierfür auch schreiben:

$$n_0 - 1 = \frac{(n-1)\,760\,(1+\alpha t)}{p} \ldots \text{I.}$$

1) Die Anordnung s. bei O. Jackmann, Diss. Halle, 1906, S. 9.

Es möge nun die Länge der Röhren L, die Wellenlänge im Gase λ, im Vakuum λ_0 genannt werden. Ist die eine Röhre evakuiert, während die andere mit Gas gefüllt wird, so wandern f Fransen durch das Gesichtsfeld. Der Gangunterschied der getrennten Lichtbündel in Wellenlängen ist dann

$$\frac{L}{\lambda} - \frac{L}{\lambda_0} = f$$

$$L\left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - \frac{\lambda_0}{\lambda_0}\right) = f\,\lambda_0.$$

Nun ist aber $\frac{\lambda_0}{\lambda}$ der Brechungsexponent gegen das Vakuum n, so dass wir erhalten

$$L\,(n - 1) = f\,\lambda_0$$

$$n - 1 = \frac{f\lambda_0}{L}.$$

Diesen Wert setzen wir in die Gleichung I. ein und bekommen so die Formel zur Bestimmung des Brechungsvermögens gegen das Vakuum bei 0° C und 760 mm Barometerstand

$$n_0 - 1 = \frac{f \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha t)}{L \cdot p} \ldots \text{II.}$$

Aus dieser Formel lässt sich eine andere herleiten, die sich dazu eignet, das Verhältnis der Brechungsvermögen zweier Gase zu berechnen. Sind $n_0 - 1$ und $n'_0 - 1$ die Brechungsvermögen der beiden Gase, $1 + \alpha t$ und $1 + \alpha' t'$ ihre Temperaturkorrektionen, p und p' die durch die gleiche Zahl der Fransen f einander kompensierenden Druckunterschiede, so ist

$$n_0 - 1 = \frac{f \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha t)}{L \cdot p}$$

$$n'_0 - 1 = \frac{f \cdot \lambda_0 \cdot 760\,(1 + \alpha' t')}{L \cdot p'}.$$

Durch Division beider Gleichungen bekommt man dann die gesuchte Formel

$$\frac{n_0 - 1}{n'_0 - 1} = \frac{p'(1 + \alpha t)}{p(1 + \alpha' t')} \ldots \text{III.}$$

IV. Die Versuche.

Bevor die Versuche begonnen wurden, wurde der ganze Apparat evakuiert, mit trockener Luft gespült und wieder vollständig evakuiert. Die Prüfung auf Dichtigkeit zeigte, dass alle Hähne und Kittungen gut schlossen. Die Brechungsvermögen von Luft, Argon und Sauerstoff wurden gegen das Vakuum bestimmt. Die Röhre R_2 blieb evakuiert, während R_1 allmählich mit dem Gase gefüllt wurde, so dass eine langsame Verschiebung der unteren Fransen nach der Seite hin stattfand, von wo das Gas eintrat. Aus einer bestimmten Fransenzahl und der zugehörigen Druckänderung lässt sich dann der Brechungsexponent berechnen. M_1 diente zur Bestimmung des Druckes, während M_2 als Barometer verwendet wurde. Während des Versuches wurde öfter die Temperatur abgelesen.

Die Brechungsvermögen von Argon wurden auch aus ihrem Verhältnis gegen Luft berechnet. Nachdem jedesmal ein Versuch gegen Vakuum beendet war, wurde in die zweite Röhre so lange Luft eingelassen, bis die ganze Fransenverschiebung wieder rückgängig gemacht war. Zur Berechnung diente Formel III.

V. Die Ergebnisse.

Die nun folgenden Tabellen enthalten die Resultate meiner Untersuchungen. f bedeutet die Anzahl der vorübergewanderten Fransen und m den entsprechenden Manometer-

stand, reduziert auf 0^0 und 760 mm. Die nächste Kolumne deutet die Art der Kombination der Ablesungen an, während in der letzten Spalte der Quotient aus der Druckdifferenz und der entsprechenden Fransenzahl angegeben ist. Für α wurde der für die drei Gase mit genügender Genauigkeit geltende Wert 0,00367 benutzt.

Luft.

Tabelle I.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$ $\quad t = +17{,}1^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	761,46	0— 6	5,915
2	750,28		
4	738,24	2— 8	5,980
6	725,97		
8	714,40	4—10	6,035
10	702,03		
		Mittel:	5,977

$n_0 - 1 = 0{,}00029009.$

Tabelle II.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$ $\quad t = +16{,}3^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	732,64	0— 8	5,833
2	720,49		
4	708,93	2—10	5,921
8	685,98		
10	673,12	4—12	5,984
12	661,06		
		Mittel:	5,913

$n_0 - 1 = 0{,}00029216.$

Die beiden Resultate stimmen nicht sehr gut überein. Dies hat seinen Grund darin, dass einmal das rote Licht nicht völlig homogen war, wie ich schon oben erwähnte.

Andererseits musste auch die Beobachtung bei der zwölften Franse abgebrochen werden, da die folgenden Fransen nicht mehr erkennbar waren, so dass bei den geringen Druckänderungen die unvermeidlichen Beobachtungsfehler zu sehr ins Gewicht fallen mussten.

Tabelle III.

$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}577\end{matrix}\right\}\mu$ $\quad t = +18{,}0^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	745,55	0—30	5,334
10	691,90		
20	638,76	10—40	5,340
30	585,54		
40	531,71	20—50	5,353
50	478,17		
		Mittel:	5,342

$n_0 - 1 = 0{,}00029198.$

Tabelle IV.

$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}577\end{matrix}\right\}\mu$ $\quad t = +18{,}2^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	746,01	0—30	5,339
10	692,68		
20	639,45	10—40	5,340
30	585,83		
40	532,48	20—50	5,363
50	478,55		
		Mittel:	5,347

$n_0 - 1 = 0{,}00029190.$

Tabelle V.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $t = +\ 18{,}0^{\circ}$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	750,23	0—30	5,028
10	700,20		
20	649,93	10—40	5,042
30	599,40		
40	548,94	20—50	5,045
50	498,59		
		Mittel:	5,038

$n_0 - 1 = 0{,}00029251.$

Tabelle VI.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $t = +\ 18{,}1^{\circ}$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	750,79	0—30	5,024
10	700,96		
20	650,21	10—40	5,051
30	600,06		
40	549,42	20—50	5,040
50	498,98		
		Mittel:	5,039

$n_0 - 1 = 0{,}00029256.$

Tabelle VII.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +\ 17{,}9^{\circ}$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	744,28	0—30	3,975
10	704,28		
20	664,81	10—40	3,971
30	625,03		
40	585,15	20—50	3,984
50	545,28		
		Mittel:	3,977

$n_0 - 1 = 0{,}00029567.$

Tabelle VIII.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +18{,}1°$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	743,13	0—30	3,974
10	703,49		
20	663,49	10—40	3,975
30	623,92		
40	584,24	20—50	3,991
50	543,76		
		Mittel:	3,980

$n_4 - 1 = 0{,}00029565.$

Bildet man das Mittel aus den beiden Versuchsreihen für jede Wellenlänge und lässt man die unsichere achte Dezimale fort, so erhält man folgende Werte:

Tabelle IX.

λ (in μ)	$n_0 - 1$
0,6439	0,0002911
0,579 / 0,577	0,0002919
0,5461	0,0002925
0,4359	0,0002957

Argon.

a) Bestimmung von $n_0 - 1$ gegen das Vakuum.

Da die Methode gegen das Vakuum für rotes Kadmiumlicht keinen hinreichend sicheren Wert liefert, wurde von einer Bestimmung gegen Vakuum für diese Wellenlänge abgesehen.

Tabelle X.

$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}577\end{matrix}\right\}\mu$ $\quad t = +19{,}8^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	759,15	0—20	5,605
10	703,15		
20	647,05	10—30	5,600
30	591,15		
40	535,13	20—40	5,596
		Mittel:	5,600

$n_0 - 1 = 0{,}00028025.$

Tabelle XI.

$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}577\end{matrix}\right\}\mu$ $\quad t = +20{,}0^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	754,84	0—20	5,596
10	699,03		
20	642,93	10—30	5,610
30	586,83		
40	530,73	20—40	5,610
		Mittel:	5,605

$n_0 - 1 = 0{,}00028019.$

Tabelle XII.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $\quad t = +19{,}9^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	758,57	0—20	5,258
10	706,04		
20	653,41	10—30	5,272
30	600,59		
40	547,98	20—40	5,272
		Mittel:	5,267

$n_0 - 1 = 0{,}00028162.$

Tabelle XIII.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $t = +\ 18{,}6^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	744,68	0—30	5,248
10	692,14		
20	639,58	10—40	5,244
30	587,25		
40	534,81	20—50	5,240
50	482,39		
		Mittel:	5,244

$n_0 - 1 = 0{,}00028160.$

Tabelle XIV.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $t = +\ 18{,}8^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	751,60	0—30	5,239
10	699.46		
20	647,24	10—40	5,256
30	594,42		
40	541,79	0—50	5,243
50	489,46		
		Mittel:	5,246

$n_0 - 1 = 0{,}00028169.$

Tabelle XV.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +\ 18{,}5^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	752,19	0—30	4,127
10	710,71		
20	669,44	10—40	4,127
30	628,35		
40	586,90	20—50	4,147
50	545,03		
		Mittel:	4,134

$n_0 - 1 = 0{,}00028503.$

Tabelle XVI.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +18{,}4^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	753,68	0—30	4,120
10	712,32		
20	671,14	10—40	4,127
30	630,07		
40	588,51	20—50	4,150
50	546,64		
		Mittel:	4,132

$n_\delta - 1 = 0{,}00028507.$

Tabelle XVII.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +18{,}2^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	753,38	0—30	4,117
10	712,19		
20	670,61	10—40	4,130
30	629,86		
40	588,29	20—50	4,133
50	546,62		
		Mittel:	4,127

$n_0 - 1 = 0{,}00028522.$

Die folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der gegen das Vakuum gefundenen Werte.

Tabelle XVIII.

λ (in μ)	$n_0 - 1$
0,6439	
0,579	0,0002802
0,577	
0,5461	0,0002816
0,4359	0,0002851

b) Bestimmung von $n_0 - 1$ gegen Luft.

Um den Brechungsexponenten für rotes Licht zu finden, wurde folgendermassen verfahren. In die Röhre R_1 wurde so lange Argon eingelassen, bis eine Franse vorübergewandert war. Dann wurde die Verschiebung durch Zulassen von Luft in R_2 kompensiert. Dies Verfahren wurde so lange fortgesetzt, bis eine hinreichend grosse Druckänderung erreicht war. Als Brechungsexponent von Luft für die Linie Cd 1 wurde nach Herrn Scheel 1,0002909 angenommen, dessen Werte meinen am nächsten stehen. In den folgenden Tabellen bedeuten p_A und t_A Druck und Temperatur von Argon, p_L und t_L von Luft.

Tabelle XIX.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
323,76	$+ 16{,}6^0$	311,30	$+ 16{,}6^0$

$n_0 - 1 = 0{,}00027970.$

Tabelle XX.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
327,34	$+ 16{,}7^0$	314,59	$+ 16{,}7^0$

$n_0 - 1 = 0{,}00027957.$

Tabelle XXI.

$\lambda = \left.\begin{matrix} 0{,}579 \\ 0{,}577 \end{matrix}\right\} \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
225,33	$+ 20{,}0^0$	216,73	$+ 20{,}3^0$

$n_0 - 1 = 0{,}00028047.$

Tabelle XXII.

$\lambda = \left.\begin{matrix}0{,}579\\0{,}577\end{matrix}\right\} \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
225,23	+ 20,1°	216,32	+ 20,2°

$n_0 - 1 = 0{,}00028026.$

Tabelle XXIII.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
227,53	+ 20,0°	219,06	+ 20,2°

$n_0 - 1 = 0{,}00028142.$

Tabelle XXIV.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
211,19	+ 20,0°	203,38	+ 20,2°

$n_0 - 1 = 0{,}00028149.$

Tabelle XXV.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
207,16	+ 18,6°	199,78	+ 18,6°

$n_0 - 1 = 0{,}00028516.$

Tabelle XXVI.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$

p_A	t_A	p_L	t_L
207,04	+ 18,5°	199,69	+ 18,5°

$$n_0 - 1 = 0{,}00028520.$$

Tabelle XXVII gibt die Brechungsvermögen, wie sie gegen Luft bestimmt sind, während in Tabelle XXVIII die Ergebnisse beider Methoden einander gegenüber gestellt sind.

Tabelle XXVII.

λ (in μ)	$n_0 - 1$
0,6439	0,0002796
0,579 }	0,0002804
0,577 }	
0,5461	0,0002815
0,4359	0,0002852

Tabelle XXVIII.

λ (in μ)	$n_0 - 1$ gegen Vak.	$n_0 - 1$ gegen Luft	Mittel
0,6439		0,0002796	0,0002796
0,579 }	0,0002802	0,0002804	0,0002803
0,577 }			
0,5461	0,0002816	0,0002815	0,0002816
0,4359	0,0002851	0,0002852	0,0002851

Sauerstoff.

Tabelle XXIX.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$ $\quad t = +\ 12{,}5^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	760,80	0— 8	6,250
2	748,53		
4	736,06	2—10	6,363
8	710,80		
10	697,63	4—12	6,416
12	684,73		
		Mittel:	6,343

$n_0 - 1 = 0{,}00026873.$

Tabelle XXX.

$\lambda = 0{,}6439\ \mu$ $\quad t = +\ 13{,}4^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	756,22	0— 8	6,253
2	743,53		
4	731,24	2—10	6,396
8	706,20		
10	692,36	4—12	6,374
12	680,25		
		Mittel:	6,341

$n_0 - 1 = 0{,}00026966.$

Tabelle XXXI.

$\lambda = \left.\begin{matrix} 0{,}579 \\ 0{,}577 \end{matrix}\right\} \mu$ $\quad t = +\ 14{,}6^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	765,31	0—30	5,702
10	708,27		
20	651,20	10—40	5,716
30	594,25		
40	536,78	20—50	5,706
50	480,03		
		Mittel:	5,708

$n_0 - 1 = 0{,}00027006.$

Tabelle XXXII.

$\lambda = \begin{matrix} 0{,}579 \\ 0{,}577 \end{matrix} \Big\} \mu$ $\quad t = + 15{,}3^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	765,72	0 –30	5,715
10	708,57		
20	651,41	10–40	5,721
30	594,27		
40	536,93	20 –50	5,728
50	479,57		
		Mittel:	5,721

$n_0 - 1 = 0{,}00027010.$

Tabelle XXXIII.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $\quad t = + 15{,}6^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	757,91	0–30	5,405
10	703,76		
20	649,70	10–40	5,396
30	595,75		
40	541,88	20–50	5,399
50	487,73		
		Mittel:	5,400

$n_0 - 1 = 0{,}00027065.$

Tabelle XXXIV.

$\lambda = 0{,}5461\ \mu$ $\quad t = + 16{,}4^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	758,21	0—30	5,421
10	703,97		
20	649,73	10—40	5,415
30	595,58		
40	541,53	20—50	5,411
50	487,39		
		Mittel:	5,416

$n_0 - 1 = 0{,}00027060.$

Tabelle XXXV.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +13{,}8^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	766,21	0—30	4,210
10	724,32		
20	682,41	10—40	4,214
30	639,92		
40	597,91	20—50	4,234
50	555,39		
		Mittel:	4,219

$n_0 - 1 = 0{,}00027477.$

Tabelle XXXVI.

$\lambda = 0{,}4359\ \mu$ $t = +14{,}8^0$

f	m		$\frac{p}{f}$
0	762,41	0—30	4,232
10	720,01		
20	677,52	10—40	4,236
30	635,44		
40	592,93	20—50	4,236
50	550,44		
		Mittel:	4,235

$n_0 - 1 = 0{,}00027469.$

Die nächste Tabelle enthält wieder eine Zusammenstellung der Resultate.

Tabelle XXXVII.

λ (in μ)	$n_0 - 1$
0,6439	0,0002692
0,579 / 0,577	0,0002701
0,5461	0,0002706
0,4359	0,0002747

VI. Vergleichung der Ergebnisse mit früheren Beobachtungen.

Um meine Resultate mit denen der anderen Beobachter zu vergleichen, habe ich zunächst die Brechungsexponenten für die Natriumlinie graphisch bestimmt. Die Differenz der Brechungsindizes gegen die für die Natriumlinie, wie sie bisher gefunden wurde, habe ich in 10^{-7} nach Scheel und Herrmann in Tabellen zusammengestellt.

Brechungsexponent der Luft für die D-Linie bei 0^0 und 760 mm:

Ketteler	1,0002947
Mascart	1,0002927
Lorenz	1,0002911
Kayser und Runge	1,0002922
Perreau	1,0002926
Scheel	1,0002916
Herrmann	1,0002939
Ahrberg	1,0002917

In der folgenden Tabelle habe ich die von mir gefundene Dispersion den anderen Beobachtungen an die Seite gestellt.

Tabelle XXXVIII.

Dispersion bei 0^0 und 760 mm in 10^{-7}.

Linie	λ (in μ)	Ketteler	Mascart	Lorenz	Kayser und Runge	Perreau	Scheel	Herrmann	Ahrberg
Li	0,6708	— 10	—	— 10	— 10	—	— 11	—	—
Cd 1	0,6439	—	— 6	— 7	— 7	— 9	— 8	— 9	— 6
Na	0,5893	0	0	0	0	0	0	0	0
Hg	0,5791 / 0,5769	+ 2	+ 2	—	+ 2	+ 1	+ 2	+ 1	+ 2
Hg	0,5461	+ 8	+ 9	—	+ 8	+ 8	+ 8	+ 7	+ 8
Th	0,5346	+ 10	—	—	+ 9	—	+ 10		—
Cd 6	0,4678	—	—	—	—	+ 27	+ 27		—
Hg	0,4359	—	—	—	—	+ 37	+ 39	+ 41	+ 40

Die von mir gefundene Dispersion der Luft stimmt also mit der von anderen Beobachtern gut überein. Der Absolutwert des Brechungsexponenten ist dem von Herrn Scheel gefundenen fast gleich. Herr Herrmann hatte bei seinen Untersuchungen über Luft Gummischläuche als Verbindungen benutzt, während ich, wie schon oben gesagt, die Pipette, in der sich die zu untersuchende Luft befand, direkt an das starre System angeblasen hatte. Diesem Umstande ist wahrscheinlich die Abweichung der Herrmann'schen Werte von meinen zuzuschreiben.

Brechungsexponent des Sauerstoffs für die D-Linie bei 0^0 und 760 mm:

Lorenz	1,0002715
Mascart	1,0002706
Ahrberg	1,0002699

Tabelle XXXIX.

Dispersion von Sauerstoff bei 0^0 und 760 mm in 10^{-7}.

Linie	λ (in μ)	Lorenz	Mascart	Ahrberg
Li	0,6708	— 12	—	—
Cd 1	0,6439	— 9	— 6	— 7
Na	0,5893	0	0	0
Hg	0,5791 0,5769	—	+ 2	+ 2
Hg	0,5461	—	+ 9	+ 8
Hg	0,4359	—	—	+ 48

VII. Berechnung der Brechungsexponenten von Luft nach dem Satze von Biot und Arago.

Da meine Versuche über Luft mit denen von Herrn Scheel so gut übereinstimmen und Herr Scheel auch reinen Stickstoff untersucht hat, lag es nahe, einmal das Biot-Arago'sche Gesetz von der brechenden Kraft der Gasgemische

auf Stickstoff, Sauerstoff und Argon, die Bestandteile der Luft, anzuwenden. Bezeichnet man das Brechungsvermögen mit $n - 1$, das Volumen des Gases mit V, so besteht nach der genannten Regel die Gleichung:

$$(n_L - 1) V_L = (n_N - 1) V_N + (n_O - 1) V_O + (n_A - 1) V_A,$$

wo die Indizes L, N, O, A die vier Gase: Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Argon andeuten.

Bekanntlich enthalten 100 Volumenteile Luft 78,29 Teile Stickstoff, 20,81 Sauerstoff und etwa 0,9 Teile Argon, wenn man von den andern Edelgasen, die keinen Einfluss mehr auf die Brechung des Lichtes wegen ihrer geringen Menge ausüben, absieht. Setzt man diese Werte für V ein, so kann man das Brechungsvermögen der Luft aus dem ihrer Bestandteile berechnen. Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der auf diese Weise berechneten Werte mit den von mir durch Beobachtung gefundenen. Es zeigt sich eine fast genaue Übereinstimmung der Resultate.

Tabelle XL.

λ (in μ)	$n_0 - 1$ (berechnet)	$n_0 - 1$ (beobachtet)
0,6439	0,0002910	0,0002911
0,579 / 0,577	0,0002920	0,0002919
0,5461	0,0002926	0,0002925
0,4359	0,0002964	0,0002957

VIII. Endresultat.

Untersucht wurden die Brechungsexponenten von Luft, Argon und Sauerstoff für die Linie Cd 1, sowie für die drei charakteristischen Spektrallinien des Quecksilbers.

Die Brechungsexponenten dieser drei Gase stehen einander ziemlich nahe. Die Dispersion ist annähernd dieselbe.

Die Werte für Luft sind den von Herrn Scheel gefundenen fast gleich.

Über die Brechungsexponenten vergleiche man S. 17, Tabelle IX, ferner S. 23, Tabelle XXVIII und S. 26, Tabelle XXXVII.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden vom April bis Oktober 1908 im physikalischen Institut der Universität Halle a. S. durchgeführt.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Dorn, für die freundliche Anregung zu dieser Arbeit und die stete liebenswürdige Anteilnahme und Unterstützung bei ihrer Ausführung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

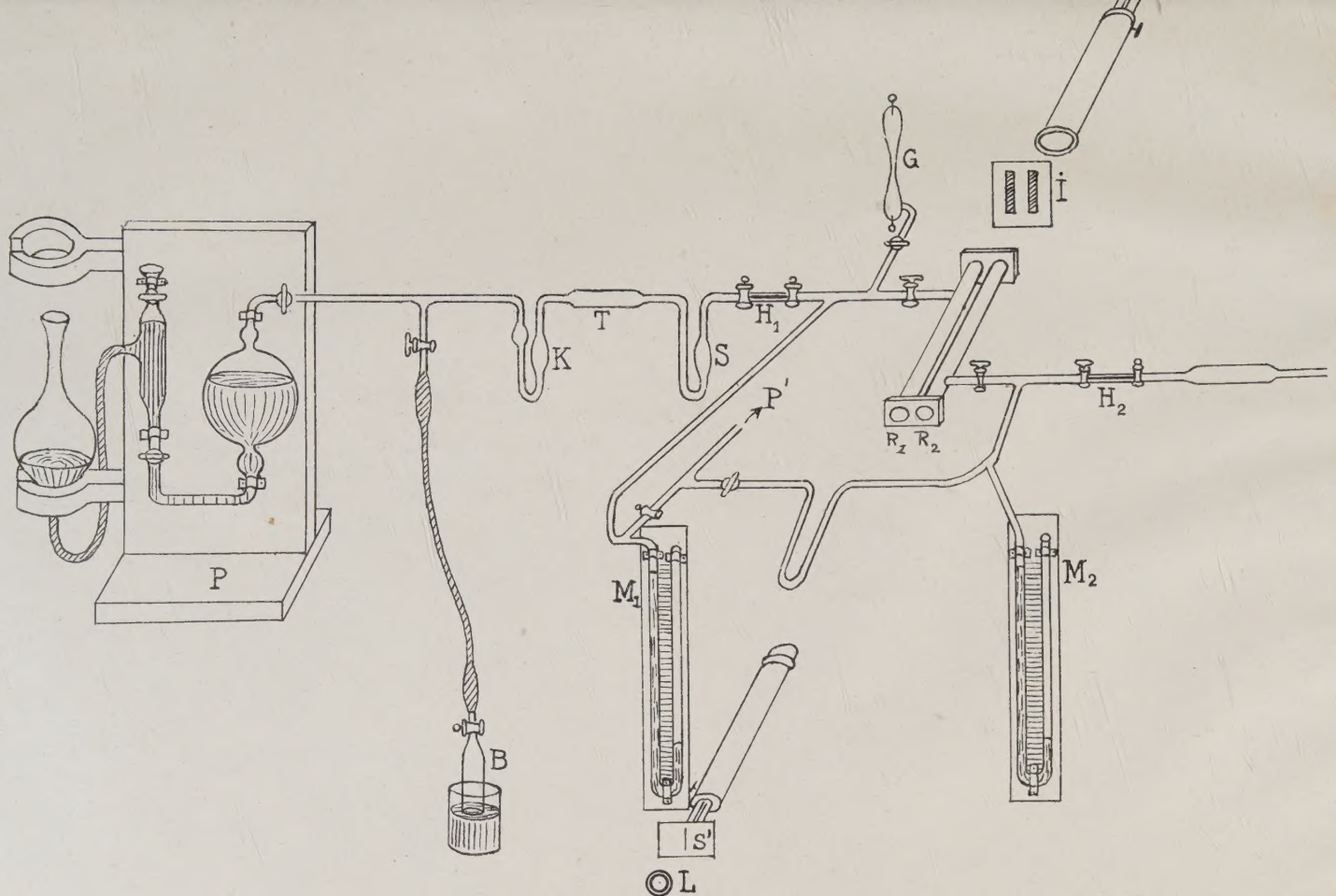
Lebenslauf.

Geboren bin ich, Fritz Ahrberg, am 28. März 1888 zu Halle a. S. als Sohn des Fabrikdirektors Albert Ahrberg und seiner Ehefrau Berta geb. Brzezak. Ich bin katholischer Konfession und preussischer Staatsangehörigkeit. Von Ostern 1894—97 besuchte ich die Vorschule, dann die Lateinische Hauptschule in den Francke'schen Stiftungen zu Halle a. S., die ich Ostern 1906 mit dem Zeugnis der Reife verliess. Seitdem studierte ich an der Universität Halle-Wittenberg Mathematik und Naturwissenschaft. Am 16. Februar 1909 bestand ich die mündliche Doktorprüfung.

Während meiner Studienzeit waren meine Lehrer die Herren Professoren und Dozenten:

Buchholz, Cantor, Dorn, Ebbinghaus †, Fries, Gutzmer, Klebs, Uphues, Volhard, Walter, Wangerin, Wüst.

Allen diesen meinen verehrten Lehrern bin ich zu grossem Danke verpflichtet.


G
I
T
K
S
H1
H2
P'
R1 R2
P
M1
M2
B
S'
L